

Kritische Schubspannung neutronen-bestrahlter Kupfer- und Gold-Einkristalle

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
zu
München

vorgelegt
von
Jörg Fischer
aus Berlin

Februar 1962

1. Berichterstatter Prof. Dr. W. Rollwagen
2. Berichterstatter Prof. Dr. A. Faessler

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Mai 1962

Kritische Schubspannung neutronen-bestrahlter Kupfer- und Gold-Einkristalle*

Von JÖRG FISCHER

Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität München

(Z. Naturforschg. 17 a, 603—614 [1962]; eingegangen am 16. Februar 1962)

Durch eine genauere Betrachtung des Gleitvorganges gelang es, eine Meßmethode der kritischen Schubspannung (KSS) bestrahlter Kristalle im Dehnungsversuch anzugeben, durch die die Meßgenauigkeit verbessert wird. Die Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der KSS schließen eine Deutung der Bestrahlungshärtung nach der von HOLMES vorgeschlagenen Formel aus. Anlaßversuche legen ein Spektrum von Aktivierungsenergien nahe, wodurch die Abweichung in der Temperaturabhängigkeit der KSS von der SEEGERschen Gleichung qualitativ erklärt werden kann. Die Geschwindigkeitsabhängigkeit wird mit SEEGERs Ansatz quantitativ bestätigt. Aus der Temperaturabhängigkeit angelassener Cu-Proben und aus der Geschwindigkeitsabhängigkeit der KSS ergeben sich für die Aktivierungsenergie für Kupfer übereinstimmend $U_0 \approx 1,4$ eV bei 10^{18} nvt und für die Zonengröße etwa 50 Å. Aus der Geschwindigkeitsabhängigkeit allein folgt für Gold, das mit $7,6 \cdot 10^{17}$ nvt bestrahlt worden war, $U_0 \approx 1,8$ bis 1,9 eV. Die Dosisabhängigkeit bringt keine neuen Ergebnisse gegenüber anderen Autoren.

I. Problemstellung

Eine wichtige Größe bei der Betrachtung der plastischen Eigenschaften von Kristallen ist die kritische Schubspannung (KSS). Sie ist die Spannung im Gleitsystem, bei der die plastische Verformung einsetzt. Ihr Wert hängt insbesondere vom Material und von der Temperatur ab und liegt für kubisch flächenzentrierte Metalkristalle bei wenigen hundert pond/mm^2 . Bestrahlt man jedoch die Kristalle mit schnellen Neutronen, so wird dadurch die KSS schon

bei mäßigen Dosiswerten (ca. $10^{16} - 10^{18}$ nvt) um ein bis zwei Größenordnungen erhöht. Die Ursache dafür liegt in den durch die Bestrahlung erzeugten Gitterfehlern: Sie behindern die zur plastischen Verformung notwendige Versetzungsbewegung.

Es gibt zwei theoretische Ansätze zur quantitativen Erklärung der KSS bestrahlter Metalle. Sie basieren auf verschiedenen Modellvorstellungen. HOLMES¹ benutzt die Vorstellung², daß die Versetzungen durch die Bestrahlungsfehler festgehalten werden und eine Mindestkraft notwendig ist, um sie von derartigen

* Dissertation München 1962.

¹ D. K. HOLMES, ORNL—2413 [1957].

² G. LEIBFRIED, in FISHER-JOHNSTON, Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, J. Wiley, New York 1957.

Verankerungspunkten loszureißen. Die Größe dieser Kraft hängt von der Art des Fehlers ab, der sie festhält. Erhöht man die äußere Spannung, so baucht sich die Versetzungslinie ein wenig aus und übt dabei eine Zugkraft auf ihre Verankerungsplätze aus, die von der äußeren Spannung und ihrer Länge abhängt. Gleichzeitig aber führt die Versetzungslinie Temperaturschwingungen aus. Die dadurch auf ihre Verankerungsplätze im Mittel ausgeübte Kraft addiert sich zu der durch die äußere Spannung erzeugten, bis die Summe einen Schwellwert überschreitet und die Versetzung losreißt. Das geschieht gerade dann, wenn die äußere Last der KSS entspricht. Dieses Bild ist im wesentlichen statisch und betrachtet nicht die Bewegung der Versetzung durch das Gitter. Die von HOLMES daraus abgeleitete Formel enthält darum zwar eine Temperaturabhängigkeit der KSS, aber nicht eine Abhängigkeit von der Dehnungsgeschwindigkeit.

Die zweite, von SEEGER aufgestellte Theorie^{3, 4} ist eine Spezialisierung der für unbestrahlte Kristalle entwickelten Vorstellung⁵. Sie geht davon aus, daß bei der üblichen dynamischen Versuchsführung die Dehnungsgeschwindigkeit vorgegeben wird und sich die Last danach einstellt. Die Versetzungen, die von der äußeren Kraft gegen Hindernisse angepreßt werden, können diese mit einer Wahrscheinlichkeit überwinden, die außer von der äußeren Spannung im wesentlichen von der Temperatur und einer Aktivierungsenergie abhängt, die für die Hindernisse charakteristisch ist. Als KSS ergibt sich die Spannung, die hinreichend viele Versetzungen mit der nötigen Geschwindigkeit durch den Kristall bewegt, um die vorgegebene Abgleitgeschwindigkeit zu ermöglichen. Die Spezialisierung dieser Vorstellung auf die bei neutronenbestrahlten Kristallen auftretenden Hindernisse führt zu einer Formel, die außer der Temperatur noch die Abgleitgeschwindigkeit und ebenso wie die Theorie von HOLMES die Dosis als Parameter enthält.

Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} \text{HOLMES: } & \begin{cases} \tau_0 = A - B T^{1/2} & \text{für } T \gtrsim 0,14 \Theta, \\ \tau_0 = A - B (0,14 \Theta)^{1/2} & \text{für } T \lesssim 0,14 \Theta, \end{cases} \\ \text{SEEGER: } & \tau_0^{2/3} = A' - B' T^{2/3}, \end{aligned}$$

τ_0 kritische Schubspannung, T Temperatur, Θ DEBYE-Temperatur, A, B, A', B' sind Konstanten bezüglich τ_0 und T , enthalten aber die Abreißkraft und die Dosis bei HOLMES bzw. die Aktivierungsenergie, Dosis und Abgleitgeschwindigkeit bei SEEGER als Parameter.

Die beiden Formeln unterscheiden sich bezüglich ihrer Temperaturabhängigkeit nur wenig, wenn man den Bereich $T \lesssim 0,14 \Theta$ außer acht läßt. Daher ist es verständlich, daß die ersten Messungen, die von BLEWITT und Mitarbeitern⁶ an Kupfer-Einkristallen ausgeführt wurden und die, wie aus den Streuungen geschlossen wird, noch starke Meßunsicherheiten enthalten, Übereinstimmung mit *beiden* Formeln brachten. Beide Theorien lassen einen monotonen Gang der Abszissenabschnitte A/B bzw. A'/B' mit der Dosis erwarten (bei HOLMES ist A/B der Abreißkraft proportional, so daß hier auch ein für alle Dosiswerte gleicher Abszissenabschnitt denkbar wäre); er wurde jedoch nicht gefunden^{6, 7}.

Weitere ausführliche Messungen der Temperaturabhängigkeit der KSS sind von MAKIN und MINTER⁸ an polykristallinem Kupfer und Nickel ausgeführt worden. Ihre Bestätigung der SEEGERschen Formel scheint uns jedoch, wie weiter unten ausgeführt werden soll, nicht stichhaltig zu sein.

Eine Klärung der Frage, welche Theorie das richtigere Bild von der KSS n-bestrahlter Kristalle liefert, steht daher noch aus.

In der folgenden Arbeit wird versucht, eine Entscheidung zwischen den beiden Theorien zu treffen. Eine Verbesserung der Meßgenauigkeit soll die Möglichkeit geben, dies an Hand der Temperaturabhängigkeit der KSS zu tun. Da bisher die Abhängigkeit von der Abgleitgeschwindigkeit noch nicht (bzw. ohne klares Ergebnis⁹) berücksichtigt wurde, soll dieser Parameter mit zur Entscheidung herangezogen werden.

Aus elektronenmikroskopischen Untersuchungen abgeschreckter Goldproben ist bekannt, daß sich nach schwachem Anlassen die eingefrorenen Leerstellen zu Stapelfehlertetraedern umformen^{10, 11}, während derartiges bei Kupfer nicht gefunden und wegen der höheren Stapelfehlerenergie auch nicht erwartet wird.

³ A. SEEGER, Z. Naturforschg. **13 a**, 54 [1958].

⁴ A. SEEGER, Proc. 2. UN Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Band VI [1958].

⁵ A. SEEGER, Handbuch der Physik VII, 2, Springer-Verlag, Berlin 1958.

⁶ T. H. BLEWITT, R. R. COLTMAN, R. E. JAMISON u. J. K. REDMAN, J. Nuclear Mat. **2**, 277 [1960]. Hier auch weitere Literatur

über Teilfragen, die von dieser Gruppe bearbeitet wurden.

⁷ U. ESSMANN, S. MADER u. A. SEEGER, Z. Metallkde **52**, 443 [1961].

⁸ M. J. MAKIN u. F. J. MINTER, Acta Met. **8**, 691 [1960].

⁹ I. G. GREENFIELD u. H. WILSDORF, J. Appl. Phys. **32**, 827 [1961].

¹⁰ J. SILCOX u. P. B. HIRSCH, Phil. Mag. **4**, 72 [1959].

¹¹ S. MADER, A. SEEGER u. E. SIMSCH, Z. Metallkde **52**, 785 [1961].

Nach der Vorstellung von SEEGER sind die Bestrahlungsfehler ebenfalls Leerstellenkonglomerate. Es ist denkbar, daß auch sie sich nach schwachem Anlassen bei Gold zu Stapelfehlertetraedern, bei Kupfer dagegen zu Versetzungsringen umformen, was sich auf die KSS verschieden auswirken sollte. Als Ausgangspunkt für derartige Untersuchungen wurden von uns orientierende Messungen an Gold im bestrahlten, aber unangelaßenen Zustand vorgenommen.

Zu unseren Experimenten verwendeten wir Cu- und Au-Einkristalle einheitlicher Orientierung, die etwa in der Mitte des Orientierungsdreiecks liegt, um theoretisch übersichtliche Verhältnisse zu haben.

II. Vorrichtung und Meßmethode

Die zur Messung verwendeten Einkristalle sind nach dem BRIDGMAN-Verfahren an Luft im Graphittiegel hergestellt worden¹². Sie hatten die gleiche Orientierung ($\lambda = 44,1^\circ$, $\kappa = 46,3^\circ \pm 0,8^\circ$ für Cu; $\lambda = 44,8^\circ$, $\kappa = 46,5^\circ \pm 0,8^\circ$ für Au), die der von DIEHL, MADER und BERNER verwendeten „C 14“ sehr nahe liegt (z. B.¹³). Die zylindrischen Kristalle waren 65 mm lang und 4 mm dick. Nach Angaben der Lieferfirmen betrug die Reinheit des Kupfers (Osnabrücker Kupfer- und Drahtwerk) 99,98% (Spuren Ag und Pb), die des Goldes (Heraeus, Hanau) 99,995%. Die durch die Bestrahlung maximal erzeugte Verunreinigung liegt bei $5 \cdot 10^{-6}$ Zn für Cu und bei 10^{-4} Hg für Au. Die Kupferkristalle wurden mit $(\text{NH}_4)_2\text{S}_2\text{O}_8$ (20-proz. Lösung) auf Korngrenzenfreiheit geprüft; bei Gold diente dazu heißes Königswasser.

Im FRM (Reaktor in Garching) wurden die Proben mit Neutronen betrahlt. Dazu betteten wir je zwei Kupferstäbe mit Graphitpulver in Aluminiumhüllen, von denen je drei gleichzeitig in eine Position des Reaktors gebracht werden konnten. Da aus organisatorischen Gründen eine genaue Wiederholung einer bestimmten Bestrahlungsdauer ausgeschlossen war, standen für jede Dosis sechs Proben zur Verfügung. Die Konstanz des Neutronenspektrums sollte durch die Verwendung immer derselben Position im Reaktorkern gewährleistet sein. Zwischen den Bestrahlungen mußte jedoch der Reaktorkern umgebaut werden. Nach Messungen am Reaktor hat sich dabei das Flußspektrum kaum merklich geändert^{14, 15}. Der integrale Fluß für die bei der Erzeugung von Gitterfehlern wichtigen Energien $\geq 0,1$ MeV ist für die von uns verwendeten Bestrahlungspositionen nach diesen Messungen ebenso fast gleich geblieben¹⁶.

Die Dosisabhängigkeit der KSS unserer Proben ergibt für die Bestrahlungen im alten und neuen Kern

jeweils einen glatten Verlauf, jedoch lassen sich beide Kurven nicht ohne Sprung aneinanderfügen, wenn wir die obengenannte Flußgleichheit annehmen. Andererseits erscheint uns ein glatter Anschluß physikalisch sinnvoll. Nimmt man an, daß der Fluß im neuen Kern in unserer Position nur halb so groß ist wie er im alten war, so ergibt sich der geforderte knickfreie Anschluß. Wir vermuten daher, daß der Fluß in unserer Bestrahlungsposition wirklich im neuen Kern um den Faktor 0,5 kleiner war als im alten. Dies muß keinen Widerspruch zu den Messungen von KÖHLER^{14, 15} bedeuten, da 1. bei Flußmessungen am Reaktor Fehler bis zu $\pm 20\%$ auftreten können, 2. die zu 1 MW angegebene Reaktorleistung nur auf $\pm 10\%$ genau ist und 3. die Stellung der Steuerstäbe einen Einfluß hat.

Es wird auch vermutet, daß die Dosis nicht der Bestrahlungsdauer streng proportional ist, was wiederum auf die Punkte 2. und 3. zurückführbar wäre. Ferner ist anzunehmen, daß die Flußdichte über den Querschnitt unseres Bestrahlungskanals so stark schwankt (Abfall zum Kernrand hin), daß selbst Proben der gleichen Charge verschieden bestrahlt wurden. Im ganzen machen wir daher die Dosisangaben mit Vorbehalt, setzen aber dabei Proportionalität zwischen Bestrahlungsdauer und aufgenommener Dosis voraus und legen für den alten Kern $\Phi_{\text{alt}} = 1,1 \cdot 10^{13} \text{ n cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ MW}^{-1} \pm 20\%$ ($E \geq 0,1 \text{ MeV}$)¹⁴ zugrunde, während für den „neuen“ Kern mit $\Phi_{\text{neu}} = 0,5 \cdot \Phi_{\text{alt}}$ gerechnet wird.

Die Temperatur, die die Proben während der Bestrahlung erreichten, wurde zu weniger als 95°C abgeschätzt. Eine direkte Messung war wegen der Sicherheitsvorschriften der Reaktorstation nicht möglich. Statt dessen bestückten wir einige Kristalle mit 5 kleinen (ca. 6 mm^3) Stückchen Weichlot, deren Schmelzpunkte zwischen 95 und 200°C lagen. Durch geeignete Formgebung vor der Bestrahlung konnte nachher festgestellt werden, welche Lote geschmolzen waren.

Nach der Bestrahlung blieben die Kristalle wenigstens 14 Tage zum Abklingen der Aktivität liegen. Aus technischen Gründen wurden einzelne Proben auch erst ein halbes Jahr nach der Bestrahlung gedehnt. Die verschieden lange Lagerung beeinflusste die KSS nicht, wie sich aus Wiederholungsmessungen nach mehreren Monaten Lagerzeit ergab.

Für die Dehnungsversuche stand eine „Instron“-Tischmaschine zur Verfügung. Der prinzipielle Aufbau des Kryostaten entsprach dem von BLEWITT angegebenen¹⁷. Als Temperaturbäder verwendeten wir folgende Flüssigkeiten: 20°K : Wasserstoff, 70°K : Stickstoff, 90°K : Sauerstoff, $160 - 170^\circ \text{K}$: Äthanol, $370 - 510^\circ \text{K}$: Silikonöl.

Temperaturwechsel erforderte ein Entlasten der Probe und beanspruchte je nach beteiligten Flüssigkeiten 5 bis 30 min. Geschwindigkeitswechsel konnte in 1 min erfolgen.

¹² Es wurden jeweils drei Kristalle gleichzeitig „gezogen“ (E. N. DA ANDRADE, F. R. F. ABOAV u. D. A. ABOAV, Proc. Roy. Soc., Lond. A **240**, 304 [1957]).

¹³ J. DIEHL, Z. Metallkde **47**, 331 [1956].

¹⁴ W. KÖHLER, FRM-Bericht 30 [1960].

¹⁵ W. KÖHLER, Z. Naturforsch. **16 a**, 936 [1961].

¹⁶ W. KÖHLER, mündliche Mitteilung.

¹⁷ T. H. BLEWITT, R. R. COLTMAN u. J. K. REDMAN, in FISHER-JOHNSTON (vgl. Anm. 2).

Die Einspannung der Kristalle führten wir auf folgende Weise aus: Mit einem zweiteiligen Preßwerkzeug wurde ein etwa 6 mm langes Gewinde M 4 auf den bestrahlten Einkristall gepreßt. Die Klemmfassungen (Prinzip: Zweibackenfutter) besaßen das gleiche Gewinde, so daß ein sehr fester Sitz gewährleistet war, der sich für alle Temperaturen eignete und gut bewährt hat. Durch spezielle Experimente konnte sichergestellt werden, daß ein Einfluß dieser „Vorverformung“ auf das Meßergebnis der Dehnungsversuche nicht vorhanden ist. Der Grund liegt in dem speziellen Abgleitmechanismus bei n-bestrahlten Kristallen im Gegensatz zur homogenen Gleitung bei unbestrahlten. Näheres wird weiter unten erklärt werden.

III. Qualitative Ergebnisse

1. Allgemeines Erscheinungsbild

Wir geben zunächst eine qualitative, phänomenologische Beschreibung der experimentellen Ergebnisse. Um die Übersichtlichkeit nicht zu stören, werden dabei die verschiedentlich schon von anderen Autoren gemachten Beobachtungen nicht immer streng gegen eigene neue Feststellungen abgegrenzt.

Den Anfangsteil der plastischen Verformung betrachten wir als Funktion der Bestrahlungsdosis und der Temperatur und beziehen uns zunächst auf eine feste Temperatur.

Die auffallendste Erscheinung neben der erheblichen Vergrößerung der KSS gegenüber unbestrahlten Kristallen ist die Inhomogenität des Gleitvorganges. Abb. 1 zeigt einige typische Last-Dehnungs-Kurven. Die Zackigkeit der Kurven weist auf das ruckartige Abgleiten hin, wie es bei LÜDERS-Bandgleitung allgemein auftritt (z. B. ¹⁷). Wir verstehen unter diesem Begriff eine Verformung, die der äußeren Formänderung beim Ziehen eines Drahtes durch ein Ziehseil entspricht: Die Verformung, die zur Verjüngung des Durchmessers führt, ist in jedem Augenblick auf einen Teil der Probe beschränkt und wandert beim Fortschreiten des Vorgangs durch den ganzen Stab (Abb. 2). Beim Einkristall ist dabei die Dichte der (im Mittel gleich starken) Gleitspuren so verteilt, daß sie mit Null beginnend entlang der Verjüngungszone zunimmt und im dünnen Stabteil einen ziemlich konstanten, maximalen Wert annimmt. Die Länge des Verjüngungsabschnittes hängt bei bestrahlten Kristallen von der Dosis und der Temperatur ⁷ ab. Bei kleiner Dosis ist die Dichteänderung der Gleitspuren pro Kristallängeneinheit bei Zimmertemperatur so klein, daß man kaum noch einen keilför-

migen Verjüngungsabschnitt erkennt. Danach erscheint die „homogene“ Gleitung unbestrahlter Kristalle als der Grenzfall, bei dem die Dichteänderung der Gleitbänder verschwindet.

Im Lichtmikroskop erscheinen die Gleitspuren als Gruppen von z. Tl. sehr dicken Linien (Abb. 3 *). Sie weisen mehr oder weniger starke Querverbindungen auf, die als Gleitspuren im Quergleitsystem oder als Fragmentierungen von Gleitlinien identifiziert wurden ⁷ (Abb. 4). Wie aus Abb. 4 erkennbar, besteht ein Gleitband aus zahlreichen, dicht benachbarten Linien ^{7,9}; die Abgleitung ist also nicht in einer Ebene erfolgt, wie es von α -Messing her bekannt ist ¹⁸. Die Breite und Dichte der Gleitbänder wächst mit zunehmender Dosis. Auch die Unregelmäßigkeiten der Last-Dehnungskurve nehmen mit der Dosis zu.

Einen analogen Gang findet man, wenn man die Bestrahlungsdosis festhält und die Temperatur ändert. Die Abgleitung, die bei hohen Temperaturen sehr inhomogen und ruckhaft verläuft, beruhigt sich bei tiefen, bis sie bei 20 °K auch äußerlich (selbst bei kleinen Dosiswerten) die übliche Form der LÜDERS-Bandgleitung zeigt, mit einem kurzen, keilartigen Verjüngungsabschnitt. Die Dichte der Gleitbänder ändert sich mit der Dosis und der Temperatur nicht gleichsinnig: so steigt die Dichte mit steigen der Dosis, jedoch liegen die Gleitbänder bei tiefer Temperatur enger zusammen als bei hoher. Qualitativ verhält sich die Dichte also wie die KSS. Die Abgleitung pro Gleitband wächst mit der Dosis. Bei tieferen Temperaturen ist dieser Wert wahrscheinlich kaum größer als bei hohen ⁷ (Abb. 3). Gleichsinnig mit Temperatur und Dosis ändert sich dagegen die Quergleithäufigkeit.

Die Last-Dehnungskurven beginnen sehr oft bei hohen Lastwerten und sinken allmählich auf einen ziemlich konstanten Wert, wobei die Kurven meist auch glatter werden, der Gleitvorgang also weniger inhomogen abläuft (Abb. 1). Die oben erwähnte, graduell unterschiedliche Form der Gleitbandbildung bei kleinen und großen Dosiswerten oder niedrigen und hohen Temperaturen spiegelt sich analog in der Zackigkeit der Last-Dehnungskurve. Während bei hohen Temperaturen Lastschwankungen von ca. 4% auf einer Dehnungsstrecke von 0,5% auftreten, ist die entsprechende Schwankung bei 90 °K kleiner als 1% (beides für $6,6 \cdot 10^{18}$ nvt).

* Abb. 3 und 4 auf Tafel S. 606 a, b.

¹⁸ H. WILSDORF u. J. T. FOURIE, Acta Met. 4, 271 [1956].

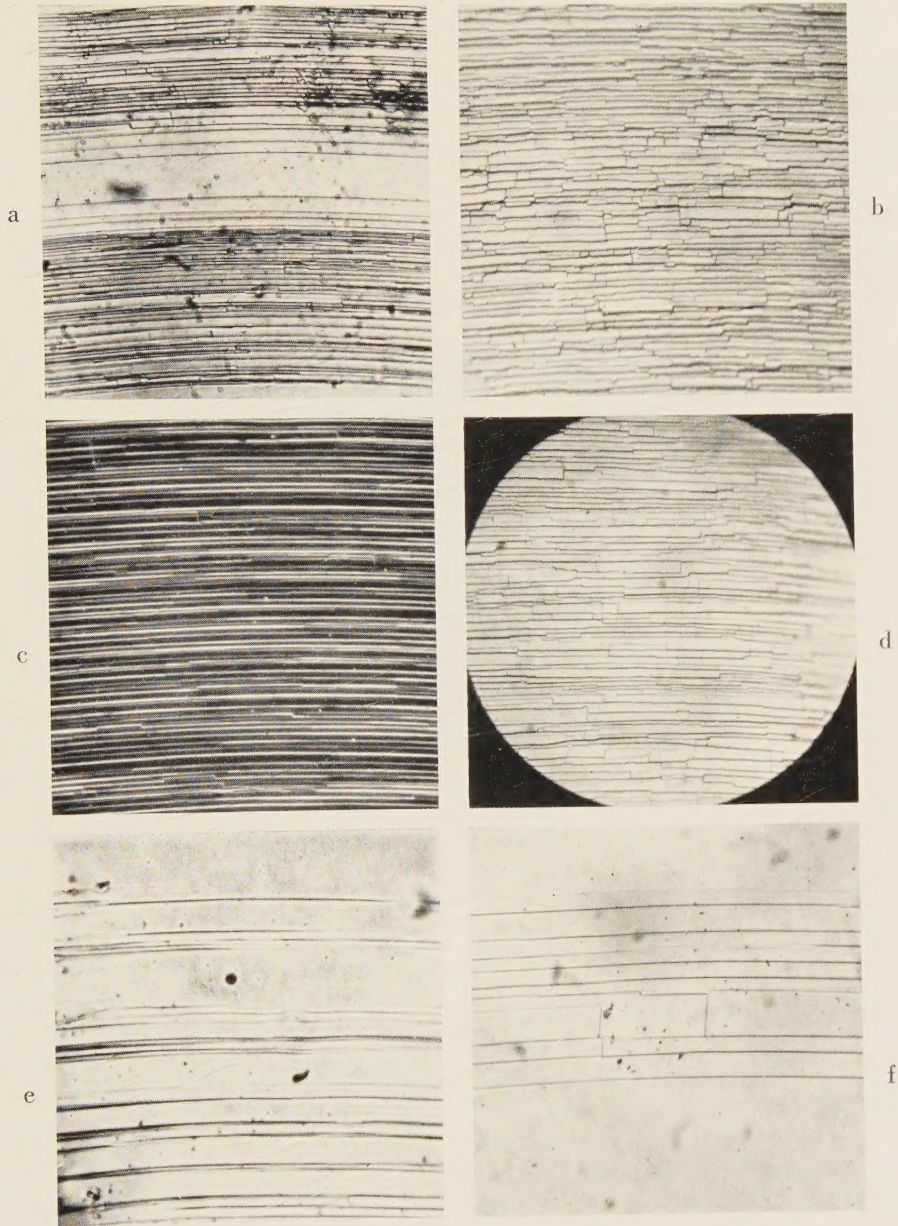


Abb. 3. Lichtmikroskopische Gleitbandbilder (230 $\times$) auf der Oberfläche von verformten Kupfer-Einkristallen. Die linke Spalte zeigt Gleitbänder nach einer Dehnung bei 90 °K, die rechte nach Dehnung bei 294 °K. Die Bestrahlungsdosis ändert sich von Zeile zu Zeile: 1) $6,6 \cdot 10^{18}$ nvt, 2) $2 \cdot 10^{18}$ nvt, 3) $1 \cdot 10^{17}$ nvt. Bild c) ist eine Dunkelfeldaufnahme, die übrigen sind Hellfeldaufnahmen. Die Bilder wurden am Anfang (f), in der Mitte (a, e) oder gegen Ende des Fließbereichs (b, c, d) hergestellt. In Bild a) liegen 2, in Bild e) 6 Bandgruppen vor, in Bild f) nur eine, die Zwischenräume füllen sich noch auf, doch entspricht die in den Gruppen erkennbare Banddichte etwa der am Ende des Fließbereichs erreichten maximalen Dichte.

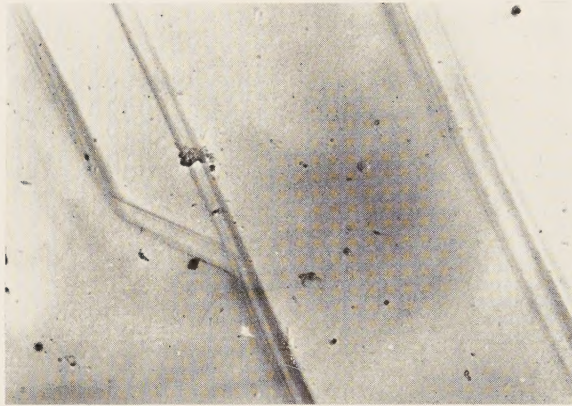


Abb. 4. Gleitbänder mit doppelter Quergleitung (Elektronen-
mikroskopische Aufnahme $8250\times$); Kristall ($5,6\cdot 10^{17}$ nvt)
bei 294°K verformt.

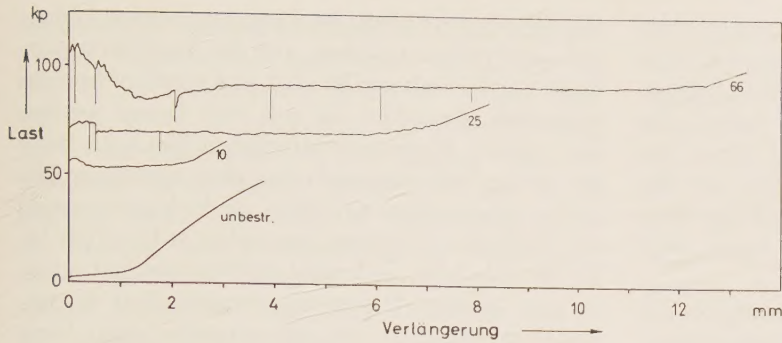


Abb. 2. Schematische Darstellung des äußeren Erscheinungsbildes einer Lüders-Bandgleitung auf einem Einkristall. Die schrägen Striche deuten die Gleitbänder an.

← Abb. 1. Beispiele einiger Last-Dehnungs-Dehnungskurven. Cu bei 20 °C, Dosis in 10^{17} nvt, Probenlänge ca. 50 mm, ϕ 4 mm.

2. Geschwindigkeitsabhängigkeit und Streckgrenzen-effekt

Eine Beobachtung zeigte, daß die Gleitbänder nacheinander entstehen, d. h. daß kein bzw. nahezu kein Tiefenwachstum besteht⁹. Dies erweist sich deutlich, wenn man die bei einer ersten Verformung entstandenen Gleitbandgruppen abpoliert und dann weiter verformt: Neue Gleitspuren treten entweder an den Rändern der abpolierten Gruppen auf oder völlig unabhängig davon und in größerem Abstand von alten Gleitbändern in jungfräulichem Kristallgebiet.

Auf diesem Weg – Neubildung und Fortsetzung der alten Gebiete – entstehen immer mehr Stellen, die gleichzeitig an der Dehnung teilnehmen. Die von der Maschine erzwungene Dehnung wird nur von den gerade aktiven Gleitgebieten in Abgleitung umgesetzt, so daß die Abgleitgeschwindigkeit auch abhängig ist von der Zahl der pro Zeiteinheit betätigten Gleitbänder. Zu Beginn wird die Abgleitung oft nur von wenigen (3 bis 10) Gleitbändern getragen, später sind es dann um zwei Größenordnungen mehr.

Aus den mikroskopischen Beobachtungen erkennt man, daß jede Gleitbandgruppe an ihren beiden Seiten Anregung zu weiterer Abgleitung gibt. Ist n die Zahl der Gleitbandgruppen, so ist die Abgleitgeschwindigkeit $\dot{a}$

$$\dot{a} \sim \dot{\epsilon}/n,$$

wobei $\dot{\epsilon}$ die Dehnungsgeschwindigkeit der Maschine ist. (Die Änderung der Proportionalitätskonstanten durch Gitterdrehung u. ä. ist vernachlässigt.) Entstehen nun neue Gleitbandgruppen im jungfräulichen Kristallgebiet, so ändert sich die Abgleitgeschwindigkeit gemäß

$$\Delta \dot{a} \sim -(\dot{\epsilon}/n^2) \cdot \Delta n,$$

d. h. für große n bleibt $\dot{a}$ fast konstant, wenn ein paar neue Gleitbandgruppen dazukommen.

Im Gegensatz zur Feststellung von GREENFIELD und WILSDORF⁹ fanden wir eine ausgeprägte Abhängigkeit der Fließspannung von der Dehnungsgeschwindigkeit. Tab. 1 gibt einige Beispiele.

Dosis [nvt]	Metall	Temp. [°K]	Fließspannung τ_0 [kp/mm ²]	relat. Toleranz bezügl. τ_0 bei $\dot{\epsilon} = 0,05$ [kp/mm ²]	Dehnungsgeschw. $\dot{\epsilon}$ [cm/min]
$1 \cdot 10^{17}$	Cu	294	1,37	—	0,05
		294	1,47	$\pm 0,01$	0,8
		90	2,34	—	0,05
		90	2,43	$\pm 0,01$	0,8
		20	2,98	—	0,05
		20	3,02	$\pm 0,01$	0,8
$9 \cdot 10^{17}$	Cu	90	4,13	—	0,05
		90	4,41	$\pm 0,015$	0,8
		90	4,66	$\pm 0,02$	8,0
$7,6 \cdot 10^{17}$	Au	90	2,74	—	0,05
		90	2,87	$\pm 0,01$	0,8
		90	3,02	$\pm 0,01$	10,0

Tab. 1.

Die Beobachtungen über die Gleitbandhäufigkeit und über die Geschwindigkeitsabhängigkeit von τ_0 erklären die oft festgestellte Lastüberhöhung zu Beginn des Gleitvorganges und die allmähliche Glättung der Kurven. Nach unserer Meinung stellt sich der Vorgang so dar: Der Beginn einer Gleitbandbildung ist mit einem Streckgrenzeneffekt verbunden, dessen Größe mit steigender Dosis zunimmt. Zur vollen Breite entwickelt sich das Band dann mit verringerter Spannung. Andererseits ist die Ausbildung eines Bandes sicher mit einer Verfestigung verbunden, da sonst der Prozeß nicht enden würde. Erst nachdem sich ein Gleitband fast völlig ausgebildet hat, entsteht daneben ein neues. Gemäß statistischen Schwankungen in Dichte und Art von Grundstruktur und Bestrahlungsfehlern schwankt die für die Bildung eines Gleitbandes aufzuwendende Spannung.

Da zu Beginn der Verformung nur wenige Stellen an der Dehnung beteiligt sind, äußern sich diese Schwankungen direkt und über die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Fließspannung recht heftig: Die Fließspannung ist hoch, die Kurve sehr zackig. Bei zunehmender Verformung nimmt die Zahl der Abgleitstellen zu: Die Spannung sinkt, die Schwankungen mitteln sich stärker aus und die Kurve wird glatter (Abb. 1).

Ist nach Einsetzen der Gleitbandbildung kein allmähliches Abnehmen der Spannung zu beobachten, so halten wir das für einen Einspannungseffekt. Bei jeder Einspannung treten mehr oder weniger inhomogene Spannungsfelder in Fassungsnähe auf. Besonders bei nicht zu hoher KSS wird dadurch die Abgleitung schon bei äußeren Lasten ermöglicht und eingeleitet, die etwas unterhalb der für ausgiebige plastische Verformung notwendigen liegt, so daß zu Beginn des eigentlichen Fließvorganges die Abgleitung gleichzeitig an vielen Stellen in der Nähe der Fassung vor sich geht und der erwähnte Geschwindigkeitseffekt nicht auftritt.

Die Verfestigung im Fließbereich könnte durch die Spannungsfelder der abgeglittenen Teile, die auch verhindern, daß die Gleitbänder zu dicht nebeneinander entstehen⁷, hervorgerufen sein, während die bevorzugte Neubildung von Gleitbändern in offensichtlichem Zusammenhang mit alten Bändern durch die Mithilfe von doppelt quergeglittenen Versetzungen ermöglicht werden könnte.

Danach sollte die Verfestigung im letzten Teil des Fließbereichs stärker steigen, da dann die Gleitbandgruppen schon ziemlich dicht liegen und die hindernden Spannungsfelder sich wegen der kleineren Abstände stärker auswirken können. Wegen der Inhomogenität des Gleitvorgangs läßt sich jedoch die übliche Darstellung der Spannung τ gegen die Abgleitung a nicht durchführen und die Verfestigung kann daher höchstens pauschal am Ende des Fließbereichs angegeben werden.

Aus diesen Vorstellungen über die Vorgänge im Fließbereich zogen wir folgende Konsequenz: Die kritische Schubspannung wird da bestimmt, wo die Dehnung unter konstanter Last verläuft und dadurch ein stationäres Gleitverhalten angezeigt wird. Außerdem darf das LÜDERS-Band den Kristall erst zum Teil durchlaufen haben, damit sich noch genaue Aussagen über Stabquerschnitt und Gitterdrehung machen lassen, was besonders bei stark bestrahlten Proben nicht mehr möglich ist, wenn schon der ganze Kristall

mit Gleitspuren bedeckt ist. Fassungseinflüsse können sich nicht mehr auswirken, und die Abgleitgeschwindigkeit sollte auch von Kristall zu Kristall nicht mehr wesentlich schwanken. Es soll aber betont werden, daß sich die Abgleitgeschwindigkeit hier noch weniger aus der Dehnungsgeschwindigkeit bestimmen läßt als bei unbestrahlten Kristallen, da die Voraussetzung der homogenen Gleitung hier sicher nicht erfüllt ist. Es läßt sich daher auch nicht mit Bestimmtheit sagen, ob trotz gleicher Dehnungsgeschwindigkeit die Abgleitgeschwindigkeit, die sich einstellt, einen Gang mit der Bestrahlungsdosis oder der Temperatur besitzt. Abschätzungen für die Absolutgröße der Abgleitgeschwindigkeit lassen Werte von 10^{-1} bis 10^{+1} sec^{-1} bei einer Dehnungsgeschwindigkeit von $8,3 \cdot 10^{-3}$ mm sec^{-1} möglich erscheinen.

3. Ergänzende Beobachtungen

Das Aufpressen der Gewinde an den Probenenden ändert, wie oben schon erwähnt, die gemessenen τ_0 -Werte nicht, da unsere Meßvorschrift für die KSS den Anfangsteil der Fließkurve unberücksichtigt läßt. Um diese Aussage zu bestätigen, führten wir folgenden Versuch aus: Ein Kristall wurde nach anfänglicher Dehnung — das LÜDERS-Band hatte etwa ein Drittel des Kristalls durchlaufen — mit einer Zange grob gequetscht und abermals gedehnt. τ_0 ergab sich zum gleichen Wert wie beim ersten Mal ($\pm 0,5\%$). Das gleiche Ergebnis erhielten wir nach abermaliger Quetschung. Die Gleitspuren waren in nächster Nähe der Quetschungen etwas dichter, auch traten vereinzelt Spuren eines anderen Gleitsystems auf. Derartige Erscheinungen waren auch sonst an den Fassungen zu beobachten. Nie jedoch setzte sich ein unerwartetes Gleitsystem abgleitungsbestimmend durch, sondern endete regelmäßig in näherer Umgebung der Fassung.

Bis auf wenige Ausnahmen unterwarfen wir jede Probe mehreren Dehnungen bei verschiedenen Temperaturen, von höheren zu niederen Gradwerten fortschreitend. Dabei sorgten wir für Überlappung der Meßbereiche. Wurde z. B. ein Kristall bei 500, 370 und 294 °K gedehnt, so untersuchten wir den nächsten gleicher Dosis bei 294, 160 und 90 °K. Diese Methode hatte den Vorteil, viele Meßpunkte mit verhältnismäßig wenig Proben zu ergeben und machte uns etwas unabhängiger von Schwankungen, die von Kristall zu Kristall zu erwarten waren. Die Berechtigung zu diesem Verfahren ergab sich aus der guten Übereinstimmung der Meßwerte bei den Anschluß-

temperaturen und aus Beobachtungen des Gleitvorganges. Änderten wir nach einer Verformung bei 294 °K die Temperatur z. B. auf 90 °K und dehnten nun weiter, so beschränkte sich die Abgleitung bei verhältnismäßig kleiner, aber langsam steigender Spannung auf die Stellen, die schon bei 294 °K abgeglitten waren. Erst, wenn die Verfestigung in diesen Gebieten eine Fließspannung zur Folge hatte, wie sie der für 90 °K im unverformten Kristall entspricht, begann die Abgleitung wie üblich, sich an den Rändern solcher Gebiete fortzusetzen; die Kurve verlief dann sehr ruhig auf konstantem Lastwert.

Alle erwähnten Eigenschaften und Betrachtungen gelten qualitativ in gleicher Weise für Cu wie für Au. Wegen der Schwierigkeit, die Goldkristalle zu polieren, sind die Oberflächenuntersuchungen ungenauer.

IV. Quantitative Ergebnisse

1. Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung und Anlaßversuche

Wir besprachen eingangs die Unterschiede, die sich aus den Formeln von HOLMES und SEEGER für das Verhalten der KSS als Funktion der Temperatur und der Abgleitgeschwindigkeit ergeben. Insbesondere enthält die Formel von HOLMES auf Grund ihrer Herleitung keine Geschwindigkeitsabhängigkeit der KSS. Aus unseren Experimenten ergab sich aber für alle Dosiswerte eine mit fallender Temperatur schwächer werdende Geschwindigkeitsabhängigkeit, für die Tab. 1 einige Beispiele zeigt. Außerdem sollte nach HOLMES die Temperaturabhängigkeit bei niedrigen Temperaturen verschwinden. Der Übergang zwischen den zwei Bereichen wird bei Kupfer in der Umgebung von 45 °K erwartet. Unsere Messungen (Abb. 5) zeigen im Gegensatz zu denen von BLEWITT⁶ ein Steilerwerden der Kurven bis zu 20 °K hinunter und keine Abflachung.

Wegen dieser beiden Unstimmigkeiten halten wir die Funktion von HOLMES für ungeeignet, unsere Meßwerte zu interpretieren.

MAKIN und MINTER finden bei ihren Messungen an polykristallinem Kupfer eine „vorzügliche“ Übereinstimmung mit SEEGERs Formel⁸. Bedenkt man jedoch, daß damit gleichzeitig SEEGERs Ansatz in dem Sinn bestätigt wird, daß nur eine einzige Aktivierungsenergie vorhanden ist, so widerspricht dem die Schlußfolgerung, die die Autoren unter anderem

aus ihrem Anlaßversuch ziehen. Die Änderung der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung nach Anlaßerwärmung zeigt ihnen, daß in neutronenbestrahltem Kupfer Fehler mit einem ganzen Spektrum von Aktivierungsenergien vorliegen und für die Verfestigung verantwortlich sind. Auch die Statistik der Entstehungsprozesse spricht für das Vorhandensein mehrerer verschiedener Aktivierungsenergien, so daß eine Übereinstimmung der Meßwerte mit SEEGERs Formel nicht auftreten dürfte. Diese Ansicht wird durch den Einwand von MEAKIN¹⁹ gegen das experimentelle Auswerteverfahren von MAKIN und MINTER bestätigt: Danach ist das von MAKIN und MINTER an polykristallinem Material bestimmte σ_i nicht mit dem τ_0 der SEEGERschen Formel vergleichbar.

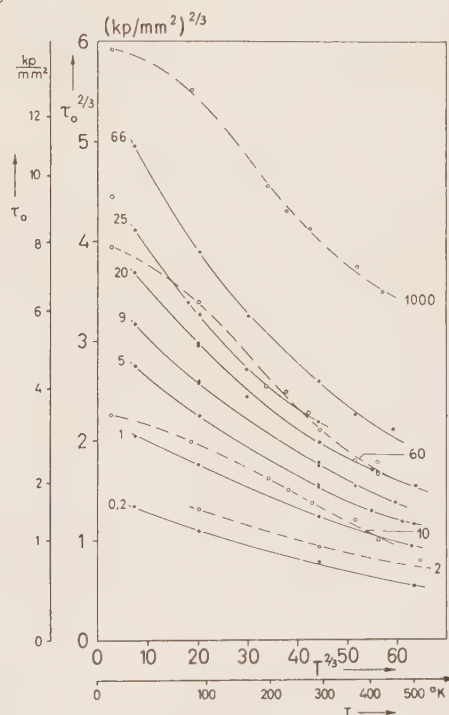


Abb. 5. Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Cu-Einkristallen. — eigene Messungen, — — — fremde Messungen. Kurvenparameter ist die Bestrahlungsdosis in 10^{17} nvt.

Unsere eigenen Messungen erfüllen nicht die Gadenforderung der SEEGERschen Formel: In Abb. 5 ist der größte Teil unserer Messungen dargestellt. Zum Vergleich sind Messungen von BLEWITT und Mitarbeitern und die Messung von ESSMANN ($2 \cdot 10^{17}$ nvt) eingetragen²⁰. Die Dosiswerte der fremden und

¹⁹ J. D. MEAKIN, Acta Met. 9, 521 [1961].

²⁰ Alle einer Darstellung in ⁷ entnommen.

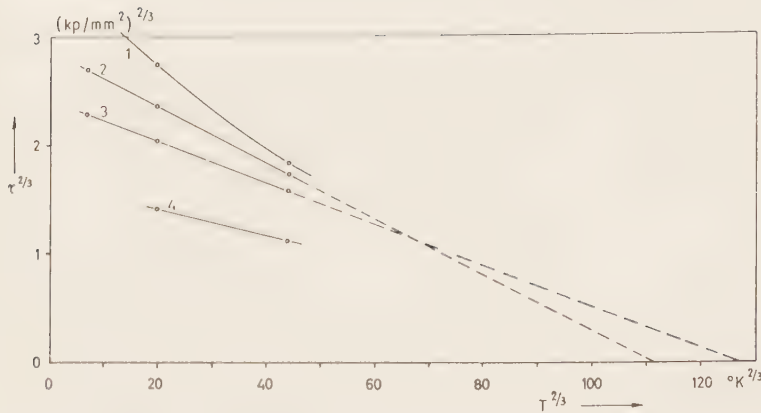


Abb. 6. Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung einiger gleich bestrahlter Cu Proben in nicht angelassenem und angelassenem Zustand. 1 nicht angelassen; 2 8,3h bei 247 °C, 3 60m bei 294 °C, 4 29h bei 274 °C angelassen.

unserer eigenen Messungen passen nicht zusammen. Unseres Erachtens liegt das daran, daß die Bestrahlungen an verschiedenen Reaktoren durchgeführt wurden, bei denen die Flußspektren nicht übereinstimmen. Die Unsicherheiten bei der Absolutbestimmung des schnellen Flusses dürften ebenfalls dazu beitragen.

Zur Erklärung der Ergebnisse mit der SEEGERschen Modellvorstellung wäre eine Modifizierung der Formel in zweierlei Weise möglich.

Wie oben erwähnt, legen die Anlaßversuche⁸ (Abb. 6) das Vorhandensein eines Spektrums von Aktivierungsenergien nahe. Eine quantitative formelmäßige Berücksichtigung liegt bisher nicht vor, jedoch ergeben qualitative Überlegungen eine Durchbiegung der Geraden im gleichen Sinn wie die der gemessenen Kurven.

Man kann auch daran denken, ebenso wie bei der Theorie der KSS unbestrahlter Metalle⁵, ein temperaturunabhängiges inneres Spannungsfeld τ_G zu berücksichtigen, das die Versetzungsbewegung behindert und durch die Bestrahlungsfehler erhöht wird. Für das gemessene τ_0 sollte also gelten $\tau_0 = \tau_S + \tau_G$. Die qualitative Abschätzung führt auch hier zu einer Krümmung im beobachteten Sinn, wovon man sich leicht überzeugt, wenn man die Gleichung

$$\tau_S^{2/3} = (\tau_0 - \tau_G)^{2/3} = A' - B' T^{2/3}$$

mit der von SEEGER vergleicht.

Eine Entscheidung, welcher der beiden Erklärungs-möglichkeiten für die beobachtete Krümmung der Vorzug zu geben ist, erscheint uns möglich an Hand von Anlaßversuchen, deren Ergebnis in Abb. 6 dargestellt ist. Nach schwachem Anlaßerwärmen wird im wesentlichen die KSS bei tiefen Temperaturen erniedrigt, während sie sich für hohe Temperaturen nur wenig ändert. Die Temperaturabhängigkeit der

KSS folgt schon nach diesen geringen Erwärmungen im Rahmen der Meßgenauigkeit streng der SEEGERschen Formel. Dieser Umstand ändert sich nicht, wenn stärker angelassen wird. Nimmt man an, daß das Verschwinden der Krümmung dadurch verursacht wird, daß entweder das temperaturunabhängige Spannungsfeld τ_G oder das Aktivierungsenergiespektrum durch den Anlaßvorgang abgebaut werden, so kann man schließen, daß ein Verschwinden des τ_G -Feldes zu einem Widerspruch mit den Experimenten führt, denn hätte vornehmlich τ_G vorher die Krümmung verursacht und verschwände nun, so müßte das Ergebnis eher eine Tangente an den Tieftemperaturteil der Kurve sein als eine solche an den Hochtemperaturteil, wie es tatsächlich der Fall ist. Man prüft diesen Sachverhalt leicht nach, indem man gemäß $\tau_S^{2/3} = (\tau_0 - \tau_G)^{2/3}$ von jedem Meßwert τ_0 ein festes τ_G abzieht. Bei großem τ_0 ist die Korrektur von geringem Einfluß, während sich bei kleinem τ_0 , also bei hohen Temperaturen, eine stärkere Erniedrigung ergibt. Andererseits werden gerade diejenigen Fehler beim Anlassen zuerst und vornehmlich verschwinden, die zur Ausheilung einer kleineren Aktivierungsenergie bedürfen: Das Spektrum wird daher schmaler werden, seinen Schwerpunkt zu größeren Werten hin verschieben, und es läßt sich dann eher durch eine feste Aktivierungsenergie annähern. Man darf wohl annehmen, daß Fehler, die in diesem Zusammenhang zur Ausheilung eine große Aktivierungsenergie benötigen, auch einer großen bezüglich der SEEGERschen Schneidprozesse bedürfen und daß sie auch geometrisch groß sind.

Da die Kurven der angelassenen Proben Geraden im $\tau_0^{2/3} - T^{2/3}$ -Diagramm sind, wenden wir die SEEGERsche Formel auf sie an und können aus den durch Extrapolation erhaltenen Abszissenabschnitten auf die Aktivierungsenergie U_0 schließen.

Nach SEEGER ist ²¹

$$\tau_0^{2/3} = A' - B' T^{2/3} \quad \text{mit} \quad A' = \left(\frac{N_z}{G b} \right)^{1/3} \frac{U_0}{4 x_0 b}$$

und
$$B' = A' \cdot \left(\frac{k}{\alpha U_0} \ln \frac{N b \nu_0}{N_z \dot{a}} \right)^{2/3}$$

Für $\tau_0 = 0$ ergibt sich daraus

$$U_0 = \frac{3}{2} k T_0 \ln [(N b \nu_0) / (N_z \dot{a})]$$

mit $T_0^{2/3}$ Abszissenabschnitt; k BOLTZMANN-Konstante; N Zahl der im Gleitsystem aktiven Versetzungen pro cm^3 ; b BURGERS-Vektor; ν_0 Frequenz, mit der die Versetzungen gegen Hindernisse anlaufen; N_z Zahl der Bestrahlungshindernisse pro cm^2 der Gleitebene; $\dot{a}$ Abgleitungsgeschwindigkeit; G Schubmodul; x_0 ist ein Maß für die Entfernung, über die sich der Potentialwall, dessen Höhe U_0 ist, erstreckt.

Bei einer Dosis von 10^{18} nvt erhält man

$$N_z = 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}.$$

Dabei gehen wir davon aus, daß

$$N_z = \Phi \sigma N_n \beta (d/b)$$

ist; Φ integraler Fluß; σ mittlerer Wirkungsquerschnitt für Verlagerung von Kupferatomen durch Neutronenstoß ($\approx 3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$); N_n Atomzahl pro cm^2 Gleitebene; β Zahl der Zonen, die im Mittel durch ein primär angestoßenes Cu-Atom erzeugt werden; d Durchmesser der Zonen, soweit er in bezug auf die Behinderung der Versetzungsbewegung eine Rolle spielt; b Gleitebenenabstand. In der Wahl der Größen β und d besteht eine gewisse Willkür. Wir verwenden $\beta = 1$; $d/b = 8$. Setzen wir ferner $\nu_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ sec}^{-1}$, $\dot{a} = 1 \text{ sec}^{-1}$, $N = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, so ergibt sich

$$U_0 = 1,4 \text{ eV nach } 8,3^{\text{h}} \quad 247^\circ \text{C},$$

$$U_0 = 1,7 \text{ eV nach } 1,0^{\text{h}} \quad 294^\circ \text{C},$$

wobei N_z konstant gehalten wurde. Das bedeutet physikalisch eine Umordnung innerhalb der Zonen ohne Änderung ihrer Zahl — sicher eine Vereinfachung, denn es erniedrigt sich auch die Anzahl, da ja nach stärkerem Anlassen schließlich die Fehler ganz ausheilen. Eine Verkleinerung von N_z während des Anlassens würde den Unterschied der beiden U_0 -Werte nur wenig vergrößern, da N_z im Logarithmus steht. Dagegen wirkt sich eine N_z -Änderung bei

einer Bestimmung von x_0 aus den Ordinatenabschnitten stärker aus.

$$x_0 = \frac{U_0}{4 b \tau_0^{2/3}} \left(\frac{N_z}{G b} \right)^{1/3}; \quad \tau_{00}^{2/3} = \text{Ordinatenabschnitt.}$$

Mit den Werten N_z und U_0 von oben ergibt sich

$$x_0 = 6,0 \text{ \AA nach } 8,3^{\text{h}} \quad 247^\circ \text{C},$$

$$x_0 = 8,7 \text{ \AA nach } 1,0^{\text{h}} \quad 294^\circ \text{C}.$$

Mit stärkerem Anlassen wächst also sowohl U_0 als auch x_0 an. Beide erscheinen in vernünftiger Größenordnung. Da sich im wesentlichen der Potentialanstieg bei SEEGER über die Länge $4 x_0$ erstreckt, sollte 8 bis $10 x_0$ etwa der Durchmesser der Zonen sein. Das ergäbe ca. $50 \text{ \AA}$, eine Größe, die mit der von MAKIN, WHAPHAM und MINTER ^{22, 23} an „dots“ gemessenen von ca. $25 \text{ \AA}$ verglichen werden kann.

Die gleichen Autoren beobachten beim Anlassen eine Vergrößerung der Zahl ihrer „dots“. ESSMANN, MADER und SEEGER ⁷ erklären diesen Umstand durch das Anwachsen der dot-Größe, wodurch eine wachsende Zahl die Auflösungsgrenze der Aufnahmen überschreitet und sichtbar wird. Wenn diese Deutung zutrifft, entspricht MAKINS Beobachtung unserem Ergebnis über das Wachsen von x_0 beim Anlassen.

Eine Auswertung, wie sie oben ausgeführt wurde, ist für die in Abb. 5 dargestellten Messungen wegen der Kurvenkrümmung nach der SEEGERschen Formel nicht unmittelbar möglich. Die Anlaßversuche legen u. E. eine Näherung in der Weise nahe, daß man die Tangente an die Kurven für hohe Temperaturen zeichnet, was nach unserer Deutung dem Verschwinden der kleinen Fehler entspricht und eine Auswertung der Formel ermöglicht. Die Durchführung dieser Methode führt jedoch wegen der Unsicherheit der Meßwerte bei höheren Temperaturen und der verhältnismäßig starken Krümmung der Kurven nicht über Größenordnungsaussagen hinaus. Insbesondere läßt sich aus diesem Grund mit den vorliegenden Messungen die Aufgabe nicht lösen, den Gang der Abszissenabschnitte mit der Dosis zu klären, um zu erfahren, ob mit steigender Dosis die Aktivierungsenergie abnimmt ⁸ oder nicht.

Bei den Messungen an Gold ist das auffallendste Ergebnis, daß sich Gold in bezug auf die Tempera-

²¹ Der Faktor α ergibt sich aus einer Reihenentwicklung und ist für das von SEEGER verwendete Potential gleich $2/3$ (mündliche Mitteilung von CHR. SCHWINK).

²² M. J. MAKIN, A. D. WHAPHAM u. F. J. MINTER, Proc. Europ. Regional Conf. Electr. Microscopy, Band 1, Delft 1960.

²³ M. J. MAKIN, A. D. WHAPHAM u. F. J. MINTER, Phil. Mag. **6**, 465 [1961].

Nr.	τ_0 vor der Bestrahlung [p/mm ²]	Ableitung vor der Bestrahlung	τ_0 nach Bestr. mit $9,6 \cdot 10^{17}$ nvt [kp/mm ²]	
1	58	0,004	2,45	} $\pm 1,5\%$
2	67	0,006	2,59	
3	94	0,006	2,56	
4	192	0,006	2,46	
5	257	0,006	2,46	

Tab. 2. Kritische Schubspannung bei 294 °K.

Die unterschiedlichen τ_0 -Werte nach der Bestrahlung hängen also nicht mit denen vor der Bestrahlung zusammen. Sie sind u. E. durch den Flußgradienten im Reaktor bedingt; die Kristalle Nr. 1, 4 und 5 lagen in einer Aluminiumhülse, die Kristalle Nr. 2 und 3 in einer anderen. Beide wurden dann nebeneinanderstehend bestrahlt. Eine derartige Gruppenbeziehung zwischen KSS und Bestrahlungs-ort trat bis auf zwei Ausnahmen bei allen 48 Kristallen auf. In einem anderen Versuch wurden je drei Kristalle in zwei Aluminiumhülsen bestrahlt und zwischendurch so vertauscht, daß sich ein even-

tueller Flußgradient herausmitteln sollte. Alle sechs Kristalle zeigten danach die gleiche ($\pm 1,5\%$) KSS. Ob allerdings Streuungen, wie sie in Abb. 10 bei $2 \cdot 10^{18}$ nvt zu erkennen sind, nur durch diesen Einfluß entstanden sind, erscheint uns fraglich und bedarf weiterer Untersuchungen.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. W. ROLLWAGEN, danke ich für die Möglichkeit zu dieser Arbeit und für seine ständige Bereitschaft, Hilfe zu leisten. — Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. CHRISTOPH SCHWINK für die Anregung zu dieser Arbeit, für seine rege Anteilnahme und viele fördernde Diskussionen. — Von der Reaktorstation in Garching gilt mein Dank besonders Herrn Dr. W. MARTH und Herrn Dr. W. KÖHLER für die Ausführung der Bestrahlungen und wertvolle Hinweise. — Durch die freundliche Genehmigung von Herrn Prof. Dr. W. MEISSNER und der Bayer. Akademie der Wissenschaften konnte uns Herr Dr. W. WIEDEMANN mit flüssigem Wasserstoff versorgen. Ihnen danke ich für diese Hilfe. — Die Arbeit wurde dankenswerterweise vom Bundesministerium für Atomkernenergie und von der Deutschen Forschungsgemeinschaft durch finanzielle Mittel für Geräte unterstützt.

LEBENS LAUF

Am 30. 3. 1930 wurde ich als 3. Kind meiner Eltern Wilhelm und Hedwig Fischer in Berlin geboren. Dort ging ich von 1936 bis 1937 in die Grundschule, bis wir nach Essen zogen, wo ich nach dem 4. Grundschuljahr 1940 in die Oberschule überwechselte. Die Jahre 1943 bis 1945 verbrachte ich im Landschulheim am Solling und kehrte dann nach Langenberg/Rhld. zurück, wohin unsere Familie inzwischen gezogen war. In den letzten Kriegstagen starb mein Vater. Das Gymnasium in Langenberg besuchte ich bis zum Abitur 1950, absolvierte danach eine Werkzeugmacherlehre und begann nach der Gesellenprüfung das Physikstudium an der Universität in München. Außer einem Semester, in dem ich nach dem Vordiplom in Freiburg studierte, blieb ich in München und legte 1959 die Diplomhauptprüfung in Physik ab. Seither arbeitete ich im 2. Physikalischen Institut an meiner Dissertation.

Vor zwei Jahren habe ich geheiratet.

